空間電荷測定 PIPWP 法と PEA 法の比較と電荷量校正

学生員 足立 尚庸 (武蔵工業大学)

正 員 田中 康寛 (武蔵工業大学)

正 員 高田 達雄 (武蔵工業大学)

Comparison between PIPWP Method and PEA Method for Space Charge Measurement and their Charge Calibration

Naotsune Adachi, Student Member, Yasuhiro Tanaka, Member, Tatsuo Takada, Member
(Musashi Institute of Technology)

The principles of both PIPWP and PEA methods for measuring the space charge distributions in solid dielectrics are comparatively analyzed. The relationship between the charge distribution in a specimen and the current signal of PIPWP method or the voltage signal of PEA method are expressed in the time domain and frequency domain. Furthermore, the calibration method of amount of accumulated charge density, using mathematical deconvolution technique, was described for both methods. To compare the two methods, the charge profiles in the electron irradiated PMMA samples were observed. The results of both methods show the exactly same charge profile signal for charge accumulated test sample with the position resolution of 20 μ m. Furthermore it is discussed on the electric field distribution and electric potential distribution in the sample which were obtained from the measured charge profiles.

キーワード： 空間電荷、PWP 法、PIPWP 法、PEA 法、電子線照射 PMMA

1. はじめに

固体絶縁体・誘電体中に蓄積された電荷の分布を非破壊で測定できるナノ秒パルス音波技術が開発されている[1,2]。レーザ誘起圧力波法(Laser Induced Pressure Pulses Method : LIPP 法)[3,4,5]、圧電素子誘起圧力波法(Piezoelectric Induced Pressure Wave Propagation Method : PIPWP 法)[6,7]、およびパルス静電応力法(Pulsed Electro-Acoustic Method : PEA 法)[8,9,10]はその代表的な測定法である。前者の 2 つの方法は、パルス圧力を発生させるのにレーザを使うか圧電素子を使うかの違いであり電荷分布測定の原理は同じであるので、単に圧力波法(Pressure Wave Propagation Method : PWP 法)としてまとめることも出来る。本論文では PWP 法の代表として PIPWP 法を取り上げ、PWP 法と PEA 法の電荷分布測定の測定原理と測定結果の比較について記述する。

これらの測定技術は直流課電された電力ケーブル絶縁体中の電荷移動の観察[11,12,13]、電子線照射された PMMA 材料中の蓄積電荷の測定[14]、電子写真有機感光体中の電荷挙動の観察などに利用されている[15,16]。これらの測定

法は独立の研究機関で開発されてきたので、両測定法の性能評価が出来ていなかった。そこで、本研究は PIPWP 法と PEA 法の測定原理と電荷量校正法を統一的に解析し、さらに両測定装置を製作し同一試料を用いて蓄積電荷分布の測定結果を評価した。さらに、PIPWP 法と PEA 法の両方法により得られた電荷分布からポアソンの式に基づいて、電界分布と電位分布を算出した。その結果、両方法はほぼ同じ精度で電荷分布が測定されていることが判明したのでここに報告する。

2. 圧電基本式の拡張

PIPWP 法と PEA 法の空間電荷の測定原理は圧電現象を利用したものである。圧電基本式に基づくモデルから出発して説明する。最初に、圧電素子の基本特性を表 1 に示す[17]。静的圧電基本式として (1)式は圧電素子に圧力 P または電界 E を印加したときの歪 s との関係を示す。(2)式は圧電素子に圧力 P または電界 E を印加したときの誘導電荷量 D との関係を示す。

2.1 動的圧電基本式

これに対し、空間電荷分布の測定技術は圧電素子にパルス圧力 $P(t)$ またパルス電界 $E(t)$ が印加されたとき、圧電素子の歪が平衡状態に至る過程の動的な歪 $s(t)$ や、動的な誘導電荷 $D(t)$ を利用している[18]。このときの動的圧電基本式を表 1 中(3)式と(4)式にそれぞれ示す。これらの動的圧電特性は畳み込み積分で表示される。すなわち、静的圧電基本式で表示されていた定数は、動的圧電基本式では位置の関数になる。例えばコンプライアンスは $C(z)$ のように表示され、位置 z は圧力の伝搬時間 τ と速度 u により $z=u\tau$ のように表示されている。

2.2 変形・動的圧電基本式

図 1(a)は圧電素子 1 に電界を印加し圧力波を発生させ、圧電素子 2 でこの圧力波を検出する電気・音圧系である。すなわち、パルス音波 $P(t)$ の発生は圧電素子 $g(\tau)$ にパルス電界 $E(t)$ を印加して (5)式のように畳み込み積分で与えられる。また、圧力波は圧電素子に誘起される電荷で検出される。すなわち、パルス音波 $P(t)$ が圧電素子 $h(\tau)$ を伝搬したときに誘起される電荷 $q(t)$ は(6)式のように畳み込み積分で与えられる。

2.3 電気・音圧変換と空間電荷分布測定技術

ここで、図 1(a)は圧電素子 1 と圧電素子 2 の電気・音圧変換系を示し、同図(b)と(c)に空間電荷測定の電気・音圧変換の応用例を示す。帯電誘電体も圧電効果または逆圧電効果を有するので、同図(a)のどちらかの圧電素子を帯電誘電体に置き換えても同じ現象が現れる。同図(b)はナノ秒パルス圧力波を帯電誘電体中に伝搬させることにより外部回路電流を検出して蓄積電荷分布を計測する手法で、圧力波法(PWP 法)と呼ばれている。同図(c)はナノ秒パルス電界を帯電誘電体に印加すると蓄積電荷から弾性波が

図 1 誘電体中の空間電荷分布測定方法
Fig.1. Space charge measurement methods.

表 1 圧電基本式

Table.1. Piezoelectric relations.

静的圧電基本式	動的圧電基本式	変形・動的圧電基本式
歪	歪	パルス圧力波の発生
$s = C P + d E$ (1)	$s(t) = \frac{u}{a} \int_0^\infty C(\tau) P(t - \tau) d\tau + \frac{u}{a} \int_0^\infty d(\tau) E(t - \tau) d\tau$ (3)	$p(t) = \frac{u}{a} \int_0^\infty g(\tau) E(t - \tau) d\tau$ (5)
電荷	電荷	パルス圧力波の検出
$D = d P + \epsilon E$ (2)	$D(t) = \frac{u}{a} \int_0^\infty d(\tau) P(t - \tau) d\tau + \frac{u}{a} \int_0^\infty \epsilon(\tau) E(t - \tau) d\tau$ (4)	$q(t) = \frac{u}{a} \int_0^\infty h(\tau) P(t - \tau) d\tau$ (6)

s : 歪 [0]
 C : コンプライアンス [m^2/N]
 d : 圧電定数 [m/V]
 P : 圧力 [N/m^2]
 E : 電界強度 [V/m]
 D : 電束密度 [C/m^2]
 $p(t)$: 圧力波信号 [N/m^2]
 $q(t)$: 電荷信号 [C/m^2]
 u : 速度 [m/s]
 $g(z=u\tau)$: 電歪関数 [C/m^2]
 $h(z=u\tau)$: 圧電関数 [m/V]
 a : 試料厚さ [m]

発生し、これを圧電素子で検出することにより蓄積電荷分布を得る手法で、パルス静電応力法(PEA 法)と呼ばれている。

3. 空間電荷分布の測定技術

以下に PIPWP 法、PEA 法それぞれの手法について詳細に説明する。

3.1 PIPWP 法

基本原理図を図 1 (b)に示す。帯電試料 $\rho(z)$ にナノ秒パルス圧力 $p(t)$ を伝搬させると、外部回路に(7)式の変位電流 $i(t)$ が流れ、この電流の時間変化が蓄積電荷分布を示すことを利用している。このナノ秒パルス圧力を発生させる方法として、パルス・レーザを電極に照射する方法[4,5]と、圧電素子にパルス電圧を印加する方法[6]がある。後者の圧電素子による方法は表 1 の(5)式に示すように、圧電素子の電歪関数 $g(\tau)$ とパルス電界 $E(t)$ の畳み込み積分で発生される。

測定される電流信号と電荷分布の関係を周波数領域で示したものが表 2 の(8)式である。第 1 項は接地電極の誘導電荷 $\sigma(0)$ 、第 3 項は高压電極の誘導電荷 $\sigma(a)$ 、第 2 項は蓄積電荷分布 $R(f)$ をそれぞれ示す。 $R(f)$ は空間電荷密度 $\rho(z)$

をフーリエ変換して周波数領域で示した空間電荷分布関数である。これらは周波数領域で表示されているので、逆フーリエ変換することにより位置関数 z に対応した電荷分布 $\rho(z)$ を得ることが出来る。ここで、(8)式の $S(f)$ は(9) 式のように定義されたシステム関数であり、測定系の特性のみを含んだ関数である。すなわち、(8)式の電流信号は[]内の電荷($\sigma(0)$, $\rho(z)$, $\sigma(a)$)のみを含んだ関数と(9)式の $S(f)$ のシステム関数に分離して表示されている。

3.2 PEA 法

基本原理図を図 1 (c)に示す。帯電試料にパルス電界 $e(t)$ を印加すると試料からは(10)式のパルス圧力 $p(t)$ が発生する。このパルス圧力波は電荷 $\rho(z)$ と電界 $e(t)$ の畳み込み積分で表示される[9]。(10)式に示されるようにこのパルス圧力 $p(t)$ は空間電荷分布の情報を含んでいるので、表 1 の(6)式に示されるようにこのパルス圧力 $p(t)$ を圧電素子 $h(\tau)$ で検出することで電荷信号 $q(t)$ を得ることができる。さらにこの電荷信号 $q(t)$ を電気信号 $v(t)$ に変換して、空間電荷分布 $\rho(z)$ を得ることになる。測定される電圧信号と電荷分布の関係を周波数領域で示したものが(11)式である。第 1 項は接地電極の誘導電荷 $\sigma(0)$ 、第 3 項は高压電極の誘導電荷 $\sigma(a)$ 、第 2 項は蓄積電荷分布 $R(f)$ をそれぞれ示す。これらは周

表 2 PIPWP 法と PEA 法の信号とシステム関数
Table.2. Signal and system function of PIPWP and PEA method.

PIPWP 法	信号電流 (時間領域)	$i(t) = \frac{1}{Y} \frac{2Z_{sa}}{Z_{Al} + Z_{sa}} \frac{u_{sa}}{a} \left[\sigma(0)p(t) + u_{sa} \int_0^{\infty} \rho(\tau)p(t-\tau)d\tau + \sigma(a)p(t - \frac{a}{u_{sa}}) \right] \quad (7)$
	信号電流 (周波数領域)	$I(f) = S(f) \left[\frac{\sigma(0)}{u_{sa} \Delta \tau} + R(f) + \frac{\sigma(a)}{u_{sa} \Delta \tau} \exp \left(-j2\pi f \frac{a}{u_{sa}} \right) \right] \quad (8)$
	システム関数 (周波数領域)	$S(f) = \frac{A(f)D(f)G(f)}{Y} \frac{2Z_{sa}}{Z_{Al} + Z_{sa}} \frac{Z_{Al}}{Z_g + Z_{Al}} \frac{u_{sa} u_g \Delta \tau^2}{b} E(f) \quad (9)$
PEA 法	信号圧力 (時間領域)	$p(t) = \frac{Z_{Al}}{Z_{sa} + Z_{Al}} \left[\sigma(0)e(t) + u_{sa} \int_0^{\infty} \rho(\tau)e(t-\tau)d\tau + \sigma(a)e(t - \frac{a}{u_{sa}}) \right] \quad (10)$
	信号電圧 (周波数領域)	$V(f) = S(f) \left[\frac{\sigma(0)}{u_{sa} \Delta \tau} + R(f) + \frac{\sigma(a)}{u_{sa} \Delta \tau} \exp \left(-j2\pi f \frac{a}{u_{sa}} \right) \right] \quad (11)$
	システム関数 (周波数領域)	$S(f) = \frac{A(f)W(f)H(f)}{C_p} \frac{2Z_p}{Z_{Al} + Z_p} \frac{Z_{Al}}{Z_{sa} + Z_{Al}} \frac{u_{sa} u_h \Delta \tau^2}{b} E(f) \quad (12)$

周波数特性

$A(f)$: 増幅器[0]

$D(f)$: 微分電気回路[0]

$W(f)$: 音波検出電気回路[0]

$G(f)$: 音波発生圧電素子[C/m²]

$H(f)$: 音波検出圧電素子[m/V]

$E(f)$: パルス電圧[V/m]

$I(f)$: 電流信号[A]

$V(f)$: 電圧信号[V]

$S(f)$: システム関数[V m³/C]

音響インピーダンス

Z_{sa} : 試料[kg/m²s]

Z_{Al} : アルミニウム電極[kg/m²s]

Z_p : 圧電素子[kg/m²s]

$\sigma(0)$ と $\sigma(a)$: 電極電荷密度[C/m²]

$\rho(z)$: 体積電荷密度[C/m³]

a : 試料の厚さ[m]

b : 圧電素子の厚さ[m]

Y : 試料のヤング率[N/m²]

C_p : 圧電素子の静電容量[F/m²]

$e(t)$: パルス電界[V/m]

$\Delta \tau$: サンプリング時間[s]

u_{sa} : 試料中の音速[m/s]

u_h, u_g : 圧電素子中の音速[m/s]

波数領域で表示されているので、逆フーリエ変換により位置関数 z に変換して電荷分布 $\rho(z)$ を得ることが出来る。 $S(f)$ は測定系の特性のみを含んだシステム関数である。

4. 電荷量の校正法

PIPWP 法の電流信号と PEA 法の電圧信号は、システム関数の周波数特性が一定でないなどの理由により電荷分布を正しく示していない。その理由は、圧電素子が厚さを持つこととパルス電圧波形が幅を持つことなどにより、その周波数特性がある帯域を持つためである。そこで、以下に述べるように信号波形を補正したり、電荷量に校正する必要がある。PIPWP 法の電流信号(8)式のシステム関数 $S(f)$ 、または PEA 法の電圧信号(11)式のシステム関数 $S(f)$ が求められていれば、電流信号 $I(f)$ と電圧信号 $V(f)$ から電荷分布が算出できる。次にシステム関数 $S(f)$ の求め方を述べる。

空間電荷が形成しないような低い直流電圧 V_{dc} を試料に印加して、両電極に表面電荷 $\sigma(0)$ と $\sigma(a)$ を誘導させる。そこにパルス圧力波あるいはパルス電界を印加して電流信号または電圧信号を得る。その内の表面電荷 $\sigma(0)$ からの信号にのみ着目して、その信号の周波数領域の電流信号 $I_0(f)$ または電圧信号 $V_0(f)$ から、各測定法のシステム関数 $S(f)$ を求めることが出来る。このシステム関数 $S(f)$ を(8)式または(11)式に代入すると、表 3 の(13)式または(14)式に示した校正式が得られる。両式の右辺に着目すると、 $\epsilon_0 \epsilon_r (V_{dc}/a)(1/u_{sa} \Delta \tau)$ は信号波形の単位長さ $(u_{sa} \Delta \tau)$ 当たり校正電荷量を示し、 $I(f)/I_0(f)$ または $V(f)/V_0(f)$ は波形歪み補正を示す。このようにして電荷信号の電極電荷 $\sigma(0)$ と $\sigma(a)$ と体積蓄積電荷 $\rho(z)$ の電荷量と波形の補正ができる。

5. PIPWP 法と PEA 法の測定結果の比較

PIPWP 法と PEA 法の測定結果を比較するために、試料は無帯電 PMMA (厚さ 500 μm) と電子線照射(200keV、1.0nA/cm²、3h 照射)の帯電 PMMA(厚さ 500 μm) の 2 種類を用意した。図 2 と図 3 は無帯電 PMMA に対して直流電圧 2kV を印加したときの PIPWP 法と PEA 法の測定結果の比較を、また、図 4 と図 5 は電子線照射した帯電 PMMA

に対して PIPWP 法と PEA 法の測定結果の比較をそれぞれ示す。

5.1 無帯電 PMMA の測定結果の比較

最初に、図 2 の PIPWP 法による直流電圧 2kV 印加の無帯電 PMMA の測定結果について説明する。図 2(a)の信号波形は直流電圧印加による両電極に誘導された電荷 $\sigma(0)$ と $\sigma(a)$ である。無帯電 PMMA 試料であるので体積電荷 $\rho(z)$ の信号は現れていない。電極電荷はシート状電荷であるので $\sigma(0)$ と $\sigma(a)$ の信号は線状波形になるはずであるが、信号波形は 20~25 μm の幅を有している。その理由は、(5)式の畳み込み積分に示されるように圧電素子(厚さ 9 μm)によりパルス圧力波(幅 4nsec)を発生していることに起因している。また、この電荷量は(13)式により校正されている。図 2(a)の電荷分布波形をポアソンの式により試料厚さ方向に積分すると、同図(b)に示す電界分布 $E(z)$ が得られる。この場合は、体積電荷はなく電極電荷のみであるので、電界分布 $E(z)$ は一様となっている。さらに、この電界分布 $E(z)$ を積分すると同図(c)に示す電位分布 $V(z)$ が得られ直線状であり、接地電極($z=0$)の電位は $V(0)=0$ 、高電圧電極($z=a$)の電位は $V(a)=V_{dc}=2000\text{V}$ の直流印加電圧となっている。厚さ $a=0.5\text{mm}$ の試料に $V_{dc}=2000\text{V}$ の直流電圧が印加されているので、電界分布の値は $E(z)=40\text{kV/cm}$ となる。この電界強度の大きさは同図(b)の左側軸に目盛りされている。他方同図(b)の右側軸には表面電荷密度の目盛りが付けられている。すなわち、 $\sigma(0)=\epsilon E(0)$ と $\sigma(a)=\epsilon E(a)$ の関係から電極面電荷を知ることができる。ところで、同図(a)の電荷信号 $\sigma(0)$ と $\sigma(a)$ は面密度の単位[C/cm²]を有するが、体積密度の単位[C/cm³]で表示されている。このことは 5.3 節で説明する。

次に、同じ無帯電 PMMA に直流電圧 2kV を印加し PEA 法により測定した電荷分布を図 3(a)に、電界分布を同図(b)に、電位分布を同図(c)にそれぞれ示す。この電荷量は(14)式により校正されている。また、信号波形が 20~25 μm の幅を有している理由は PIPWP 法と同様に、(10)式の畳み込み積分に示されるようにパルス電圧(幅 5nsec)を印加していること、さらに圧電素子(厚さ 9 μm)により(6)式の畳み込み積分に示される圧力波信号を検出していること

表 3 PIPWP 法と PEA 法の電荷量校正法

Table.3. Charge calibration method of both PIPWP and PEA method.

PIPWP 法	電荷量の校正 (周波数領域)	$\left[\frac{\sigma(0)}{u_{sa} \Delta \tau} + R(f) + \frac{\sigma(a)}{u_{sa} \Delta \tau} \exp\left(-j2\pi f \frac{a}{u_{sa}}\right) \right] = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{V_{dc}}{a} \frac{1}{u_{sa} \Delta \tau} \times \frac{I(f)}{I_0(f)} \quad (13)$
PEA 法	電荷量の校正 (周波数領域)	$\left[\frac{\sigma(0)}{u_{sa} \Delta \tau} + R(f) + \frac{\sigma(a)}{u_{sa} \Delta \tau} \exp\left(-j2\pi f \frac{a}{u_{sa}}\right) \right] = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{V_{dc}}{a} \frac{1}{u_{sa} \Delta \tau} \times \frac{V(f)}{V_0(f)} \quad (14)$

図2 PIPWP 法による電荷無蓄積 PMMA の測定結果
Fig.2. Measurement results of PMMA without space charge obtained by PIPWP method. ($V_p=500V$, $\Delta T_p=500ns$)

図3 PEA 法による電荷無蓄積 PMMA の測定結果
Fig.3. Measurement results of PMMA without space charge obtained by PEA method. ($V_p=500V$, $\Delta T_p=5ns$)

図4 PIPWP 法による電子線照射 PMMA の測定結果
Fig.4. Measurement results of e-beam irradiated PMMA obtained by PIPWP method. ($V_p=500V$, $\Delta T_p=500ns$)

図5 PEA 法による電子線照射 PMMA の測定結果
Fig.5. Measurement results of e-beam irradiated PMMA obtained by PEA method. ($V_p=500V$, $\Delta T_p=5ns$)

に起因している。PIPWP 法で測定した図 2 の結果と PEA 法で測定した図 3 の結果を比較すると、電荷分布、電界分布、電位分布は分布形状と量においてほぼ同じ結果が得られている。

5.2 帯電 PMMA の測定結果の比較

PIPWP 法による電子線照射帯電 PMMA の蓄積電荷分布を短絡回路で測定した結果を図 4(a)に示す。負電荷が蓄積されているので $\sigma(0)$ と $\sigma(a)$ の正電荷が誘導され、電荷信号が両電極の所で観察されている。電子加速エネルギーが 200keV なので電子の最大進入距離は約 0.4mm となり[19]、負電荷分布は約 0.4mm の深さにわたり蓄積され、最大電荷密度は約 $15\mu\text{C}/\text{cm}^2$ に達している。5.1 節で述べたように電荷分布から電界分布と電位分布も算出できるので、それらの結果を同図(b)と(c)にそれぞれ示す。同図(b)に示すように電界の正方向を試料厚の正方向と同じにしている。従って、蓄積負電荷と接地電極($z=0$)の間の電界分布は正となりその値は約 $E(z)=300\text{kV}/\text{cm}$ 、また蓄積負電荷と接地電極($z=a$)の間の電界分布 $E(z)$ は負となりその値は約 $E(z)=200\text{kV}/\text{cm}$ とそれぞれなっている。また、零電界面の位置は約 $z=180\mu\text{m}$ であることが判明する。さらに、電位分布に着目すると、両接地電極において電位はほぼ $V(0)=V(a)=0$ となっており、零電界面の位置で最大電位を示しその値は $V(z=180\mu\text{m})=5.0\text{kV}$ に達していることが判明する。PIPWP 法で測定した図 4 の結果と PEA 法で測定した図 5 の結果を比較すると、電荷分布、電界分布、電位分布は分布形状と量においてほぼ同じ結果が得られている。

5.3 電荷信号の単位

図 2～5 の各図の(a)に電荷信号波形が示されている。これらの電荷信号は(7)式及び(10)式に示されるように表面電荷密度の $\sigma(0)$ と $\sigma(a)$ [C/cm^2]と体積電荷密度 $\rho(z)$ [C/cm^3]が同時に測定されるので、各図(a)のように同じグラフ内

に表示される。電荷信号は体積電荷密度の単位 [C/m^3]で表示されているので、電極電荷密度の $\sigma(0)$ と $\sigma(a)$ の信号の形状と値は電極電荷を直接に示していない。前に述べたように、電極電荷はシート状電荷であるが、PIPWP 法の場合はパルス圧力幅、PEA 法の場合はパルス電圧幅と圧力検出圧電素子の厚さによりシート状信号とならず有限幅の電荷信号となってしまう。従って、電極電荷 $\sigma(0)$ と $\sigma(a)$ の信号の値は各図(a)からは与えられず、各図(b)の右側軸に示した電極電荷信号を積分した値から算出した電極電荷密度の $\sigma(0)$ と $\sigma(a)$ から知ることができる。

6. PIPWP 法 と PEA 法の比較

これまで、3 節で両測定法の原理を統一的に解析し、4 節で両測定法の電荷量の校正法を解析し、5 節で両測定法による測定結果を比較した。そこで、PIPWP 法と PEA 法の性能と適用の特徴を表 4 にまとめて示す。その代表的な特徴は PEA 法の場合外部雑音に強いことである。試料と高電圧印加系と信号測定系が独立しており電氣的にシールドされているので、安定して測定が出来るし、絶縁破壊時でも電荷分布の挙動が測定でき、測定系に損傷を与えないことである[20]。PIPWP 法の場合、印加電圧が変動したりコロナ放電が発生すると信号増幅器を破損してしまう。PIPWP 法の特徴はパルス圧力波ビームを掃引できるので、3 次元電荷分布の測定が容易である[21]。

7. まとめ

代表的な 2 つの空間電荷分布測定法である PIPWP 法と PEA 法についてそれぞれ式を用いて解析を行い、次の成果を得た。

(1) PIPWP 法と PEA 法の測定モデルを統一式で解析した。

その結果、PWP 法では電荷分布を電流信号で測定できることを(7)式と(8)式で示し、PEA 法では電荷分布を電圧信号で測定できることを(10)式と(11)式でそれぞれ示した。

(2) PIPWP 法と PEA 法の電荷量校正法を(13)式と(14)式の

表 4 PIPWP 法と PWP 法の特徴の比較

Table.4. Comparison between PIPWP and PEA characteristics.

測定法	特徴	
PIPWP 法	[性能] 位置分解能：約 3～5% 測定試料厚：100 μm ～1.0mm	[適用] 平板絶縁試料 3 次元電荷分布測定 他
	外部雑音に弱い。高電圧系と信号測定系が接続されているために、電圧印加中の測定には特に注意が必要。従って、信号検出回路に保護回路が必要となる。	
PEA 法	[性能] 位置分解能：約 3～5% 測定試料厚：100 μm ～10mm	[適用] 平板絶縁試料 ケーブル絶縁の蓄積電荷測定 他
	外部雑音に強い。高電圧系と信号測定系が互いに電氣的にシールドされているので、絶縁破壊時でも測定系に損傷を与えない。	

ように統一式で解析した。その結果、周波数領域の伝達関数より電荷分布が、計算で与えられる電極誘導電荷から電荷量を校正できる校正式を誘導した。

- (3) 無帯電 PMMA 試料について電極誘導電荷を、電子線照射帯電 PMMA 試料について電極誘導電荷と蓄積電荷を測定した。測定信号に対し(13)式と(14)式の校正式を使って電荷量を校正し電荷分布を得た。さらに、電荷分布を積分して電界分布と電位分布を評価した。その結果、PIPWP法と PEA 法の両方法は同じ電荷分布、電界分布、電位分布の結果が得られた。

なお、本研究の一部は文部省平成 10 年度科学研究費経費(No.10045051, No.10650318)の援助により行われました。ここに感謝を申し上げます。

(平成 10 年 5 月 22 日受付)

参考文献

- [1] 高田 : 電学大全 S.6-5, pp15-18 (1998)
- [2] N.H.Ahmed and N.N.Srinivas : IEEE Trans. DEI, **4**, 5, 644-656 (1997)
- [3] P.Laurence, G.Dreyfus and J.Lewiner : Phys.Rev.Lett., **38**, 46-49 (1977)
- [4] C.Alquie, G.Dreyfus and J.Lewiner : Phys. Rev. Lett., **47**, 1483-1487 (1981)
- [5] G.M.Sessler, J.E.West, R.Gerhard-Multhaupt and H.von Seggern : IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-29**, 1644-1649 (1982)
- [6] W.Eisenmenger and M.Haardt : Solid State Communications, **41**, 12, 917-920 (1982)
- [7] R.Gerhard-Multhaupt, J.E.West, K.Holdik, N.Haardt and W.Eisenmenger : J.Appl. Phys., **55**, 2769-2775 (1984)
- [8] T.Maeno, T.Futami, H.Kusibe, T.Takada and C.M.Cooke : IEEE Trans. DEI, **23**, 3, 433-439 (1988)
- [9] Y.Li, M.Yasuda and T.Takada : IEEE Trans. DEI, **1**, 2, 188-195 (1994)
- [10] T.Maeno and K.Fukunaga : IEEE Trans on DEI, **3**, 6, 754-757 (1996)
- [11] R.Liu, T.Takada and N.Takasu, J.Phys.D: Appl. Phys., Vol.26, pp.986-993 (1993)
- [12] N.Hozumi, H.Suzuki, T.Okamoto K.Wakanabe and A.Watanabe : IEEE Trans. DEI, **1**, 6, 1068-1076 (1994)
- [13] Kwang S.Suh, Jae Y.Kim, Hong S.Noh and Chang R.Lee : IEEE Trans. DEI, **3**, 6, 758-7764 (1996)
- [14] 北嶋、小高、田中、高田 : 電学論 A, **117**, 10, 1058-1062 (平 9)
- [15] A.Tanaka, M.Maeda and T.Takada : IEEE Trans. DEI, **27**, 3, 440-444, (1992)
- [16] 佐藤、田中、高田 : 電学論 A, **117**, 10, 257-262, (1997)
- [17] 小川 : 結晶物理工学、装華房, p.33 (昭 51)
- [18] Y.Li and T.Takada : IEEE Electrical Insulation Magazine, **10**, 5, 704-716 (1994)
- [19] E.J.kobetich and R.katz : Phys. Rev., **170**, 391 (1968)
- [20] 福岡、長尾、小崎 : 電学論 A, **118**, 4, 396-401 (1998)
- [21] X.Qin, K.Suzuki, M.Sazaki, Y.Tanaka and T.Takada : 1998 IEEE 6th ICSD, 01-1, Vasteras (1998)

足立 尚庸 (学生員) 1973 年 5 月 12 日生まれ。武蔵工業大学大学院生産機械工学専攻修士課程在学中。主として、固体絶縁体内部の空間電荷分布測定法に関する研究に従事。

田中 康寛 (正員) 1961 年 9 月 10 日生まれ。91 年 3 月早稲田大学大学院理工学研究科博士課程修了。90 年 4 月同大学理工学部助手嘱任。92 年 4 月武蔵工業大学機械工学科専任講師、96 年 4 月同大学機械システム工学科助教授着任。工学博士。有機高分子材料の高電界特性、特に空間電荷分布測定の研究に従事。90 年電気学会論文発表賞受賞。

高田 達雄 (正員) 1939 年 8 月 8 日生まれ。63 年 3 月武蔵工業大学電気工学科卒業。66 年東北大学大学院工学研究科電気及び通信工学専攻修士課程修了。67 年 4 月武蔵工業大学講師、74 年 4 月同助教授、86 年同教授。工学博士。81 年 9 月～83 年 2 月アメリカ MIT 客員研究員。主として高分子材料中の帯電現象と空間電荷測定技術の研究に従事。74 年、81 年、90 年電気学会論文賞受賞。96 年電気学会進歩賞受賞。IEEE 会員。